中国科学
1985 年 10 月　　B 辑　　第 10 期

极化电子和手性分子的相互作用

王建英　罗辽复
（内蒙古大学物理系，呼和浩特）

摘　要

本文讨论了极化电子和手性分子的相互作用，求出了直接非弹性碰撞截面，将截面用偶极强度和旋光强度表示出来．比较了各种贡献，证明了直接碰撞对手性分子的影响是最重要的．进一步讨论了在 β 电子照射下手性分子的非弹性跃迁造成的化学反应速率的左右不对称性，以及与之有关的生物分子手性起源的问题．

一、引　言

在自然界，氨基酸有 L 和 D 型两种对映异构体．但组成蛋白质的 α-氨基酸却几乎都是 L 型的．天然糖有 D 糖，也有 L 糖．但核酸中的脱氧核糖却全是 D 糖．蛋白质和核酸的这一特性称做分子手性．当无人为外加不对称因素时，天然的或实验室化学合成产物中，L，D 型分子出现的几率是相同的．在生物体内，却只出现一种．这种生命大分子手性的起源是一个长期以来令人困惑不解的问题．这一问题也是和地球上生命起源、演化密切相关的重要问题[1,2]．最近研究表明，生命现象可能和称对性破缺有关．从物理的角度看，手性分子系统具有特殊的动力学[3]．因此，生物分子手性起源是生命起源这一重大理论问题中的重要一环，它提供探索生命起源的一个重要线索．然而这一问题迄今为止尚未有一令人满意的解答．

近年耗散结构理论提出后，有人把手性归之于非线性化学动力学自发破缺现象[4]．但自发破缺具有随机性，仍然无法解释地球上各个地方蛋白质或核糖核酸都具有同一手性这一事实．看来必需存在一种不对称驱动力[5,6]，才有可能解决这一难题．这种不对称力是什么？曾有过多种假设．如不对称晶体吸附作用、圆偏振光作用等[7,8]．但这些假设中的机制都不能排除两种构型的可能．我们也考虑了大气对太阳光散射引起的偏振光和地磁偶合，并估计出可造成约 10^{-12} 量级或更小的不对称，远小于下文论述的极化电子的不对称效应．

最自然的设想，是把它归之于左右不对称的弱作用力[9]．弱作用对手性分子的影响有两方面：一是在 β 衰变产生的极化电子的辐照下，左右手分子的化学反应速率发生差异；二是中性流弱作用会在原子中引起空间反射不对称的能量移动．后者效应很小，据估计[10]约为 10^{-19}eV，比原子能级的典型数值低 20 个数量级．至于前者，从 1957 年李、杨发现宇称不守恒后，一直有所讨论[11,12,33]．但一般认为效应小而未认真研究．也做过一些实验，但实验结果颇不确定且有矛盾．例如最早 Garay[13] 用 β 电子照射酪氨酸 18 个月得到 D-酪氨酸的分解明显大于 L-酪氨酸的结果．后来 Bonner[14] 等用极化电子照射亮氨酸也得到类似的结果，不过

本文 1983 年 3 月13日收到，1985 年 6 月 6 日收到修改稿．

D-L 分解速率的差别仅为 Garay 的 1/8. 但是 Darge 等[15]对色氨酸的实验却得到了相反的符号. 对 Bonner 的工作, Hodge 等[16]又未能重复出来. 最近, Akaboshi 等[17]用 β 射线辐照丙氨酸, D型比 L 型产生较多的自由基. 此外, Thiemann 和 Darge[18] 做了 D和L 型丙氨酸消旋混合物的多聚化实验,发现 L 型的速率高于 D 型.

由此看来,对极化电子和手性分子的相互作用进行深入全面的理论分析是必要的. 只有这样,才有可能为从不对称外力角度研究分子手性起源提供较为牢固的基础,也才有可能指导实验工作选择合适的实验条件.

本文第二节依据量子力学的理论方法,由 β 衰变电子和手性分子的电磁作用出发,讨论了 β 电子在不对称分子上的非弹性碰撞. 证明了对于对映异构体,碰撞截面的相对差值与旋光强度和偶极强度的比值成比例,数值上为 10^{-6} 量级. 第三节依据弱电统一理论讨论了电子中性流弱作用引起的非弹性碰撞,求出了对映异构体上截面的不对称度,估计了它的量级. 第四节讨论了 β 电子左右旋韧致辐射在手性分子上的吸收, 证明了对映异构体上的吸收截面的相对差值也与旋光强度和偶极强度之比成比例, 并与直接碰撞截面的相对差值具有相同的符号和量级.全面分析了各种因素之后,本文证明了极化电子与手性分子的不对称作用主要由直接碰撞所贡献. 第五节利用化学反应速率理论讨论了在 β 电子作用下的反应速率, 求出了对映异构体化学反应速率常数相对差值的一般公式. 证明了这一差值与反应途径有关, 并估计了数量级,可达 10^{-6},远大于前人依据其他机制所做的估计. 最后第六节讨论了左右不对称碰撞的生物学意义. 联系于原始地球上的条件, 指出这种手性分子化学反应速率的不对称性如果通过耗散结构理论所给出的非线性动力学放大和多聚链形成过程中的积累放大, 有可能解释生物大分子的手性起源,并为地球上生命起源化学进化阶段的研究提供某些线索.

二、极化电子与手性分子的非弹性碰撞

由于荷电流弱作用的矢量—轴矢量 (**V—A**) 特性, β 电子都是左极化的, 极化度为 $\frac{v}{c}$ (v 是 β 电子的速度) ~ 1[9].

考虑一极化电子 1 和一不对称分子(L 型或 D 型)的非弹性碰撞. 不对称分子中的一个电子 2 从基态 0 跃迁到激发态 n. 设分子波函数为[19]

$$\psi_{n\nu JM} = \phi(n|\boldsymbol{r}_2, R)\Phi(\nu|R)X(JM|\theta\phi). \tag{1}$$

$(R\theta\phi)$ 为核子坐标,$\boldsymbol{r}_2$ 为电子坐标, J, M 为转动量子数, ν 为振动量子数. 我们把这个波函数作为计算量子跃迁的零级波函数. 极化电子 1 和分子系统(电子 2)的相互作用为

$$H' = H'_{\mathrm{EM}} + H'_{\mathrm{NW}} \tag{2}$$

H'_{EM} 为电磁作用,H'_{NW} 为中性流作用. 本节只讨论 H'_{EM}. 由于问题中重要的是 D型和L 型分子非弹性碰撞截面的差别, 而不是截面的绝对数值. 所以在 H'_{EM} 中重要的是那些能产生这种差别的磁矩作用. 这种作用本质上是一种相对论效应, 但是现在还缺少一个可以用来处理这类问题的严格的相对论性方程. 因此我们用经典对应写出这项作用:

$$H'_{\mathrm{EM}} = -\frac{2e^2}{r_1} + \frac{e^2}{r_{12}} + f_L(\sigma_1, l_2) + f_S(\sigma_1, \sigma_2). \tag{3}$$

(3)式中后两项代表电子 1 和 2 的磁矩作用,

$$f_L(\sigma_1, L_2) = \left(\frac{e\hbar}{2mc}\right)^2 \left(\frac{\boldsymbol{l}_2 \cdot \boldsymbol{\sigma}_1}{r_1^3} - \frac{3\boldsymbol{l}_2 \cdot \boldsymbol{r}_1 \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{r}_1}{r_1^5}\right), \tag{4}$$

$$f_S(\sigma_1, \sigma_2) = \left(\frac{e\hbar}{2mc}\right)^2 \left(\frac{\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2}{r_{12}^3} - \frac{3\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{r}_{12} \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \boldsymbol{r}_{12}}{r_{12}^5}\right). \tag{5}$$

式中 $\boldsymbol{l}_2$ 为电子 2 的轨道角动量算符，以 $\hbar$ 为单位；$\boldsymbol{\sigma}$ 为 Pauli 矩阵．(4)式和(5)式当 $r_1, r_{12} \to 0$ 时有奇性，应用 δ-函数替代[20]．但下面的计算表明，这种奇异性实际上是相消了．在写(3)式时已经略去了与电子 1 的轨道矩有关的磁作用，因它不会造成非弹性碰撞截面的左右不对称．另外核磁矩的效应是高阶小量，也略去了．H'_{EM} 的微扰矩阵元为

$$H'_{fi} = (2\pi\hbar)^{-3} \iiint e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_1} \phi(n|\boldsymbol{r}_2, R) H'_{\mathrm{EM}} \phi(n_0|\boldsymbol{r}_2, R) d\boldsymbol{\tau}_1 d\boldsymbol{\tau}_2$$

$$\Phi^*(\nu|R)\Phi(\nu_0|R)\chi^*(JM|\theta\phi)\chi(J_0M_0|\theta\phi)d^3R \tag{6}$$

其中 $\boldsymbol{q} = \boldsymbol{k}_0 - \boldsymbol{k}$，$\boldsymbol{k}_0$，$\boldsymbol{k}$ 为电子 1 的始末态波矢量；对 τ_2 的积分包括对电子 2 的自旋坐标求和．令

$$M(R\theta\phi) = \iint e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_1} \phi(n|\boldsymbol{r}_2, R) H'_{\mathrm{EM}} \phi(n_0|\boldsymbol{r}_2, R) d\boldsymbol{\tau}_1 d\boldsymbol{\tau}_2, \tag{7}$$

M 为电子 1 的自旋空间矩阵．这时(6)式可写为

$$H'_{fi} = (2\pi\hbar)^{-3} \int M(R\theta\phi)\Phi^*(\nu|R)\Phi(\nu_0|R)\chi^*(JM|\theta\phi)\chi(J_0M_0|\theta\phi)d^3R \tag{6'}$$

令入射电子的密度矩阵为 ρ[21]，

$$\rho = \frac{1}{2}\left(1 + \xi\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \frac{\boldsymbol{k}_0}{k_0}\right), \ \xi = -\frac{v}{c}. \tag{8}$$

根据极化散射的一般理论，有微分截面

$$\sigma = \frac{k}{k_0}(2\pi\hbar)^6 \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \sum_{JM} \bar{S} T_r (H'_{fi} \rho H'^{+}_{fi}) \tag{9}$$

这里考虑了实际的观测条件，对转动能带求和．$\bar{S}$ 代表对电子 2 的自旋末态求和，对始态求平均．将(6)，(8)代入(9)式，注意到 ϕ 是 R 的慢变函数及 $\Phi^*(\nu|R)\Phi(\nu_0|R)$ 在 $R \sim R_0$（R_0 是始态核子平衡距离）处有极大值，可得

$$\sigma = \frac{k}{k_0}\left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \int \bar{S} T_r \left(M(R_0\theta\phi)\rho M^+(R_0\theta\phi)\right) |\chi(J_0M_0|\theta\phi)|^2$$

$$\sin\theta d\theta d\phi \left| \int \Phi^*(\nu|R)\Phi(\nu_0|R)R^2 dR \right|^2. \tag{10}$$

上式第一个积分相当于 $T_r M\rho M^+$ 对分子取向求平均，简记作 $\bar{T}_r M\rho M^+$．将(3)代入(7)式，H'_{EM} 的第一项矩阵元为零．将后三项的矩阵元分别记作 M_1，M_{2L}，M_{2S}，则 $M = M_1 + M_{2L} + M_{2S}$．其中

$$M_1 = \frac{4\pi e^2}{q^2} \int e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_2} \phi^*(n|\boldsymbol{r}_2, R_0)\phi(n_0|\boldsymbol{r}_2, R_0) d\boldsymbol{\tau}_2 \tag{11}$$

在偶极近似下

$$M_1 = \frac{4\pi i e}{q^2} \boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{p}_{n0}$$

$$\boldsymbol{p}_{n0} = \int \phi^*(n|\boldsymbol{r}_2, R_0) e\boldsymbol{r}_2 \phi(n_0|\boldsymbol{r}_2, R_0) d\boldsymbol{\tau}_2. \tag{12}$$

又通过冗繁运算,利用

$$
\begin{aligned}
&\int \frac{e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}}}{r^3} d^3r = 4\pi\int_0^\infty \frac{1}{r}\cdot\frac{\sin qr}{qr}dr,\\
&\int \frac{x^2e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}}}{r^5} d^3r = \int \frac{y^2e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}}}{r^5} d^3r = 4\pi\int_0^\infty \frac{1}{r}\left(\frac{\sin qr}{(qr)^3} - \frac{\cos qr}{(qr)^2}\right)dr,\\
&\int \frac{z^2e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}}}{r^5} d^3r = 4\pi\int_0^\infty \frac{1}{r}\left(\frac{\sin qr}{qr} + \frac{2\cos qr}{(qr)^2} - \frac{2\sin qr}{(qr)^3}\right)dr,\\
&\int \frac{dr}{r}\left(\frac{3\sin qr}{(qr)^3} - \frac{3\cos qr}{(qr)^2} - \frac{\sin qr}{qr}\right) = \frac{1}{3}.
\end{aligned}
\tag{13}
$$

求得

$$
M_{2L} = -\frac{e\hbar}{2mc}\frac{4\pi}{3}\left(\boldsymbol{\mu}_{n0}^{(L)}\cdot\boldsymbol{\sigma}_1 - \frac{3\boldsymbol{\mu}_{n0}^{(L)}\cdot\boldsymbol{q}\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{q}}{q^2}\right).
\tag{14}
$$

其中

$$
\boldsymbol{\mu}_{n0}^{(L)} = \int\phi^*(n|\boldsymbol{r}_2, R_0)\frac{e\hbar}{2mc}\boldsymbol{l}_2\phi(n_0|\boldsymbol{r}_2, R_0)d\tau_2.
\tag{15}
$$

在求 M_{2L} 时未做任何近似. 类似地有

$$
M_{2S} = -\frac{e\hbar}{2mc}\frac{4\pi}{3}\left(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{I}_2 - \frac{3\,\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{q}\boldsymbol{I}_2\cdot\boldsymbol{q}}{q^2}\right),
\tag{16}
$$

$$
\begin{aligned}
\boldsymbol{I}_2 &= \int e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_2}\phi^*(n|\boldsymbol{r}_2, R_0)\frac{e\hbar}{2mc}\boldsymbol{\sigma}_2\phi(n_0|\boldsymbol{r}_2, R_0)d\tau_2\\
&\cong \boldsymbol{\mu}_{n0}^{(S)} = \int\phi^*(n|\boldsymbol{r}_2, R_0)\frac{e\hbar}{2mc}\boldsymbol{\sigma}_2\phi(n_0|\boldsymbol{r}_2, R_0)d\tau_2.
\end{aligned}
\tag{17}
$$

记

$$
\boldsymbol{\mu}_{n0} = \boldsymbol{\mu}_{n0}^{(L)} + \boldsymbol{\mu}_{n0}^{(S)},
$$

则

$$
M_2 = M_{2L} + M_{2S} = -\frac{e\hbar}{2mc}\frac{4\pi}{3}\left(\boldsymbol{\mu}_{n0}\cdot\boldsymbol{\sigma}_1 - \frac{3\boldsymbol{\mu}_{n0}\cdot\boldsymbol{q}\;\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{q}}{q^2}\right).
\tag{18}
$$

在(10)式的求迹运算中只保留主要项,有

$$
\bar{S}\bar{T}_r(M_1+M_2)\rho(M_1+M_2)^+ \cong \bar{S}\bar{T}_rM_1\rho M_1^+ + \bar{S}\bar{T}_r(M_1\rho M_2^+ + M_2\rho M_1^+)
\tag{19}
$$

将(12),(18)式代入,不难求得

$$
\begin{aligned}
\bar{S}\bar{T}_rM_1\rho M_1^+ &= \frac{16\pi^2e^2}{q^4}\bar{S}\int\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{p}_{0n}\,\boldsymbol{p}_{n0}\cdot\boldsymbol{q}|\chi(J_0M_0|\theta\phi)|^2\sin\theta d\theta d\phi\\
&= \frac{16}{3}\frac{\pi^2e^2}{q^2}D_n,
\end{aligned}
\tag{20}
$$

$$
D_n = \bar{S}\boldsymbol{p}_{0n}\cdot\boldsymbol{p}_{n0} = \bar{S}|\boldsymbol{p}_{0n}|^2.
\tag{21}
$$

在得到(20)式时,最后一步用了对分子偶极矩取向取平均. 类似地有

$$
\bar{S}\bar{T}_r(M_1\rho M_2^+ + M_2\rho M_1^+) = \frac{4}{9}\xi(4\pi)^2\frac{e^2\hbar}{2mc}\cdot\frac{\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{k}_0}{q^2k_0}R_n,
\tag{22}
$$

$$
R_n = \bar{S}I_m(\boldsymbol{p}_{0n}\cdot\boldsymbol{\mu}_{n0}).
\tag{23}
$$

将(20),(22)代入(19),(10)式,最后求得

$$\sigma=\frac{k}{k_0}\left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2\frac{16}{3}\frac{\pi^2e^2}{q^2}\left(D_n+\frac{2}{3}\xi\frac{\hbar\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{k}_0}{mck_0}R_n\right)\left|\int\Phi^*(\nu|R)\Phi(\nu_0|R)R^2dR\right|^2. \tag{24}$$

这就是我们所要的结果．在讨论非平衡碰撞引起的 $0\to n$ 电子跃迁时，要考虑终态各个振动能级的贡献．由于

$$\sum_\nu\left|\int\Phi^*(\nu|R)\Phi(\nu_0|R)R^2dR\right|^2=1, \tag{25}$$

当 k 对 ν 的依赖可以略去时，对振动能级求和后的截面为

$$\sigma(0\to n)=\frac{k}{k_0}\left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2\frac{16}{3}\cdot\frac{\pi^2e^2}{q^2}\left(D_n+\frac{2}{3}\xi\frac{\hbar\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{k}_0}{mck_0}R_n\right). \tag{26}$$

这个截面包括两项：第一项比例于偶极强度 D_n，与入射电子极化度无关；第二项比例于旋光强度，与入射电子极化度成正比．在不对称分子上散射时，对映异构体的 R_n 正好反号．令 L(D) 型分子的 R_n 为 $R_n^+(R_n^-)$，则 $R_n^+=-R_n^-$．因此

$$F\equiv\frac{\sigma_L(0\to n)-\sigma_D(0\to n)}{\sigma_L(0\to n)+\sigma_D(0\to n)}=\frac{2}{3}\xi\frac{\hbar\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{k}_0}{mck_0}\cdot\frac{R_n^+}{D_n}. \tag{27}$$

由于

$$\frac{\hbar\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{k}_0}{mck_0}\simeq\frac{E_n-E_0}{mc^2}\simeq10^{-4},\ \frac{R_n}{D_n}\sim10^{-2},\text{故}$$

$$F\sim10^{-6}, \tag{28}$$

且符号决定于 R_n^+ 的符号．当 $R_n^+>0$，$\sigma_D>\sigma_L$；当 $R_n^+<0$，$\sigma_L>\sigma_D$．在推导 (12),(17) 式时用了偶极近似，这对小角度散射才成立．但由于 $\sigma\sim\frac{1}{q^2}$，小角度散射是主要的，故上述结论可近似成立．

在上面计算散射截面时没有考虑交换散射．相应于 M_1 的 H'_{EM} 的交换积分是

$$M_1^{(ex)}=\int e^{i\boldsymbol{k}_0\cdot(\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2)}e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_2}\phi^*(n|\boldsymbol{r}_1,R_0)\frac{e^2}{r_{12}}\phi(n_0|\boldsymbol{r}_2,R_0)d\tau_1d\tau_2. \tag{29}$$

先对 $\boldsymbol{r}_1$ 积分．注意到 k_0 很大，$e^{i\boldsymbol{k}_0\cdot(\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2)}$ 是迅速振荡因子，只有当 $\boldsymbol{r}_1\simeq\boldsymbol{r}_2$ 时积分才显著不为零．故可将 $\phi^*(n|\boldsymbol{r}_1,R_0)$ 中的 $\boldsymbol{r}_1$ 换成 $\boldsymbol{r}_2$ 移至 $\boldsymbol{r}_1$ 的积分号外，有

$$M_1^{(ex)}=\frac{4\pi e^2}{k_0^2}\int\phi^*(n|\boldsymbol{r}_2,R_0)\phi(n_0|\boldsymbol{r}_2,R_0)e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_2}d\tau_2. \tag{30}$$

和(11)式比较知

$$\frac{M_1^{(ex)}}{M_1}\sim\frac{q^2}{k_0^2}\sim\left(\frac{E_n-E_0}{mc^2}\right)^2\ll1,$$

所以交换散射的贡献可以略去．对于 M_2 也可以做类似的证明．

在上面的讨论中，只考虑了分子中的一个电子与入射电子的作用．实际上，入射电子可能与若干个电子作用．这时除了有 $\mathrm{Im}(\boldsymbol{p}_{0n}\cdot\boldsymbol{\mu}_{n0})$ 之类的项外，原则上截面中还可有 $\mathrm{Im}(\boldsymbol{p}_{0n}\cdot\boldsymbol{\mu}_{n'0})$ 之类的项．这里 $\boldsymbol{p}_{0n}$ 与 $\boldsymbol{\mu}_{0n'}$ 分别为两个不同电子的跃迁电矩和磁矩．但是，一般说来这种跃迁是不相干的，对终态的转动和振动能级求和后，其贡献大部分相消了．至于由电子非局域化造成的不同原子轨道的电、磁矩的相干效应，在本节的讨论中已经考虑进去了．因为(12),(15)等式中的波函数可以是原子轨道的线性组合．

三、中性流弱作用导致的散射截面

最近，文献[10]研究了中性流弱作用对对映异构体原子能级的影响. 但这种宇称不守恒的作用对电子-手性分子散射的影响尚未见有报道. 本节将讨论这一部分的贡献.

中性流弱作用可按宇称进行分解[22]:

$$H_{\mathrm{NW}} = H_Z^{(+)} + H_Z^{(-)},\tag{31}$$

$$H_Z^{(\pm)} = \int \mathscr{H}_Z^{(\pm)} d^3x,$$

$$\begin{aligned}\mathscr{H}_Z^{(+)} &= g_{VV}\bar{\psi}_1\gamma_\mu\psi_1\bar{\psi}_2\gamma_\mu\psi_2 + g_{AA}\bar{\psi}_1\gamma_\mu\gamma_5\psi_1\bar{\psi}_2\gamma_\mu\gamma_5\bar{\psi}_2,\\ \mathscr{H}_Z^{(-)} &= g_{VA}\bar{\psi}_1\gamma_\mu\psi_1\bar{\psi}_2\gamma_\mu\gamma_5\psi_2 + g_{AV}\bar{\psi}_1\gamma_\mu\gamma_5\psi_1\bar{\psi}_2\gamma_\mu\psi_2.\end{aligned}\tag{32}$$

式中

$$\begin{aligned}g_{VV} &= \frac{e^2}{4\sin^2\theta_W\cos^2\theta_W}\left(2\sin^2\theta_W - \frac{1}{2}\right)^2\Big/M_Z^2,\\ g_{AA} &= \frac{e^2}{4\sin^2\theta_W\cos^2\theta_W}\cdot\frac{1}{4}\Big/M_Z^2,\\ g_{VA} = g_{AV} &= \frac{e^2}{4\sin^2\theta_W\cos^2\theta_W}\cdot\frac{1}{2}\left(2\sin^2\theta_W - \frac{1}{2}\right)\Big/M_Z^2,\end{aligned}\tag{33}$$

$$\sin^2\theta_W = 0.23\pm 0.015^{[23]}.\tag{34}$$

这里 M_Z 为传递中性流弱作用的规范粒子Z的质量，θ_W 为 Weinberg 角，γ_μ, γ_5 为 Dirac 矩阵，$\psi_{1,2}$ 为电子 1, 2 的场算符.

左极化电子 e_L 在L和D型分子上的非弹性散射幅

$$M_L \sim \langle e_L' L'|H_\gamma + H_Z^{(+)} + H_Z^{(-)}|e_L \mathrm{L}\rangle,\tag{35}$$

$$\begin{aligned}M_D &\sim \langle e_L' L'|H_\gamma + H_Z^{(+)} + H_Z^{(-)}|e_L \mathrm{D}\rangle\\ &= \langle e_R' L'|H_\gamma + H_Z^{(+)} + H_Z^{(-)}|e_R \mathrm{L}\rangle.\end{aligned}\tag{36}$$

这里 H_γ 代表电磁作用. 将(31),(32)式代入(35)式得

$$\begin{aligned}M_L \sim{}& \frac{e^2}{q^2}u_L^+(\boldsymbol{k}_0+\boldsymbol{q})u_L(\boldsymbol{k}_0)\int\phi_{L'}^+(x)\phi_L(x)e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{x}}d^3x\\ &+(g_{VV}+g_{AV})u_L^+(\boldsymbol{k}_0+\boldsymbol{q})u_L(\boldsymbol{k}_0)\int\phi_{L'}^+(x)\phi_L(x)e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{x}}d^3x\\ &+(g_{VA}+g_{AA})u_L^+(\boldsymbol{k}_0+\boldsymbol{q})\boldsymbol{\sigma}u_L(\boldsymbol{k}_0)\int\phi_{L'}^+(x)\boldsymbol{\sigma}\phi_L(x)e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{x}}d^3x\end{aligned}\tag{37}$$

$$\sim\frac{e^2}{q^2}\frac{i\boldsymbol{q}}{e}\cdot\boldsymbol{p}_{n0} + 2(g_{VA}+g_{AA})\frac{\boldsymbol{k}_0}{e}\cdot\boldsymbol{\mu}_{n0}^{(S)}.\tag{38}$$

(38)式的第一项来自电磁作用,和(12)式形式相同. 类似地,由(36)式得

$$\begin{aligned}M_D \sim{}& \frac{e^2}{q^2}u_R^+(\boldsymbol{k}_0+\boldsymbol{q})u_R(\boldsymbol{k}_0)\int\phi_{L'}^+(x)\phi_L(x)e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{x}}d^3x\\ &+(g_{VV}+g_{AV})u_R^+(\boldsymbol{k}_0+\boldsymbol{q})u_R(\boldsymbol{k}_0)\int\phi_{L'}^+(x)\phi_L(x)e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{x}}d^3x\\ &-(g_{AA}+g_{VA})u_R^+(\boldsymbol{k}_0+\boldsymbol{q})\,\boldsymbol{\sigma}u_R(\boldsymbol{k}_0)\int\phi_{L'}^+(x)\boldsymbol{\sigma}\phi_L(x)e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{x}}d^3x\end{aligned}\tag{39}$$

$$\sim \frac{e^2}{q^2}\frac{i\boldsymbol{q}}{e}\cdot \boldsymbol{p}_{n0} + 2(g_{AA}+g_{VA})\frac{\boldsymbol{k}_0}{e}\cdot \boldsymbol{\mu}_{n0}^{(S)}. \tag{40}$$

在以上计算中忽略了 Dirac 矩阵的小分量，用了 $\gamma_5 u_L = u_L$，$\gamma_5 u_R = -u_R$，$M_Z^2 \gg q^2$，$k_0 \gg q$. (38) 式和(40)式中 $\boldsymbol{\mu}_{n0}^{(S)}$ 的定义由(17)式给出. 在得到 (40) 式时已用了对映异构体的 $\boldsymbol{p}_{n0}$ 相等而 $\boldsymbol{\mu}_{n0}^{(S)}$ 等量反号的条件，并把最后结果用D型分子的量表示出来. 这样，(40)式和(38)式具有相同的形式. 由(38)和(40)式，易得

$$\sigma \sim |M_{L,D}|^2 \sim \frac{e^2}{q^2}D_n + 4(g_{VA}+g_{AA})\frac{\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{k}_0}{q^2}R'_n \tag{41}$$

$$R'_n = \mathrm{Im}(\boldsymbol{p}_{0n}\cdot\boldsymbol{\mu}_{n0}^{(S)}) \tag{42}$$

在得到(41)式时进行了对分子矩取向取平均. 由(42)式知由中性流引起的非弹性散射截面的不对称度约为 $\frac{\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{k}_0}{\cos^2\theta_W M_Z^2 k_0}\frac{R'_n}{D_n} \sim 10^{-17}$ 的量级，比前节电磁作用引起的不对称度小十个量级，和文献[10]的结果相比，略大于对原子能级的影响.

如入射电子右极化，则(38)，(40)两式应改为

$$M \sim \frac{e^2}{q^2}\frac{i\boldsymbol{q}}{e}\cdot\boldsymbol{p}_{n0} + 2(g_{VA}-g_{AA})\frac{\boldsymbol{k}_0}{e}\cdot\boldsymbol{\mu}_{n0}^{(S)}, \tag{43}$$

(41)式改为

$$\sigma \sim \frac{e^2}{q^2}D_n + 4(g_{VA}-g_{AA})\frac{\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{k}_0}{q^2}R'_n. \tag{44}$$

故右极化电子散射截面的不对称性和左极化电子的反号.

如入射电子无极化，则

$$\sigma \sim \frac{e^2}{q^2}D_n + 4g_{VA}\frac{\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{k}_0}{q^2}R'_n. \tag{45}$$

当 $\sin\theta_W = \frac{1}{4}$ 时，$g_{VA}=0$，不存在不对称性. 用目前的实验值 (34) 式代入有微弱的不对称性.

四、韧致辐射在手性分子上的吸收

先讨论左、右圆光的定义. 本文用光子自旋在动量方向的投影定义左、右圆光：

$$\boldsymbol{S}\cdot\frac{\boldsymbol{k}}{k} = +1 \quad \text{右圆光},$$

$$\boldsymbol{S}\cdot\frac{\boldsymbol{k}}{k} = -1 \quad \text{左圆光}.$$

若以 $\boldsymbol{k}$ 方向做为 Z 轴方向，$\boldsymbol{e}_1\times\boldsymbol{e}_2 = \frac{\boldsymbol{k}}{k}$. 自旋算符的形式为[24]

$$\boldsymbol{S}\cdot\frac{\boldsymbol{k}}{k} = S_3 = \begin{bmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

S_3 的两个本征态为

$$\boldsymbol{A}_r = \frac{1}{\sqrt{2}}(\boldsymbol{e}_1 + i\boldsymbol{e}_2)e^{i(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}-\omega t)} \quad (\text{右圆}),$$
$$\boldsymbol{A}_l = \frac{1}{\sqrt{2}}(\boldsymbol{e}_1 - i\boldsymbol{e}_2)e^{i(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}-\omega t)} \quad (\text{左圆}). \tag{46}$$

在时间反演下

$$T(\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{k})T^{-1} = (\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{k})^*,$$
$$T\boldsymbol{A}_{r,l} = \boldsymbol{A}^*_{r,l}(-t)^{1)}.$$

显然,左、右圆光在时间反演下仍为左、右圆光,即

$$\boldsymbol{A}^*_r = \frac{1}{\sqrt{2}}(\boldsymbol{e}_1 - i\boldsymbol{e}_2)e^{-i(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}+\omega t)}(\text{右圆}),$$
$$\boldsymbol{A}^*_l = \frac{1}{\sqrt{2}}(\boldsymbol{e}_1 + i\boldsymbol{e}_2)e^{-i(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}+\omega t)}(\text{左圆}). \tag{47}$$

在光学中，以面对光的传播方向观察电矢量顺时或逆时旋转做为右、左圆的定义. 由(46),(47)式不难看出,这个意义与本文采用的粒子物理的定义正好相反.

高能电子在核场中产生韧致辐射. 由于分子吸收光子的能量 $\hbar\omega$ 远小于 β 衰变电子的能量E_0, 我们只考虑低能光子的韧致辐射. McVoy[25] 求得了当入射电子左极化且 $\hbar\omega \ll E_0$ 时的左、右圆光韧致产生截面 Λ_l 和 Λ_r 遵从

$$\frac{\Lambda_l - \Lambda_r}{\Lambda_l + \Lambda_r} = \frac{\hbar\omega(E_0 + cp_0 + E - cp\cos\theta)}{EE_0 + m^2c^4 + p_0pc^2\cos\theta} \simeq \frac{\hbar\omega}{mc^2}. \tag{48}$$

式中 θ 为光子动量 $\boldsymbol{k}$ 和电子动量 $\boldsymbol{p}$ 的夹角. 当 $\hbar\omega$ 取 10～100eV 时，上式给出$\frac{\Lambda_l-\Lambda_r}{\Lambda_l+\Lambda_r}\sim 10^{-4}$. 故左圆光强度大于右圆光约万分之一的量级. 如入射电子右极化,结果的符号相反. 左、右圆光与不对称分子作用时有不同的吸收几率. 如局限于偶极吸收时不会产生任何不对称性. 但考虑高极矩作用 (如电偶极和磁偶极的干涉) 就会显示出吸收几率的差异. Condon 等[26]曾求得吸收几率

$$W \sim |p_{n0}|^2 \mp \frac{2kc}{\omega_{n0}} \operatorname{Im}(\boldsymbol{p}_{0n}\cdot\boldsymbol{\mu}_{n0}), \tag{49}$$

"—","+"号分别对应于右、左圆光,但其所用定义是通常光学中的定义. 在本文的定义下,0→n 跃迁的左、右圆光吸收几率为

$$W_{l,r} \sim (D_n \mp 2R_n), \quad \begin{matrix} -:l \\ +:r \end{matrix}. \tag{50}$$

因此左极化 β 电子韧致辐射光子在不对称分子上的吸收截面

$$\sigma^{(a)} \sim (\Lambda_l + \Lambda_r)D_n - 2(\Lambda_l - \Lambda_r)R_n, \tag{51}$$

和(24),(26)式具有相同的形式. 实际上,本文 §2 节求得的(24),(26)式就是 Condon 等[26]工作的推广. 有趣的是 β 电子和手性分子直接碰撞与 β 电子韧致辐射在手性分子上的吸收这两种过程的截面的不对称性具有完全一致的符号. 由(51)知截面的不对称度为

1) 这里用 $T(\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{k})T^{-1}$ 表示 $\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{k}$ 的时间反演变换并不意味着这个变换是否是正的.

$$F^{(a)}=\frac{\sigma_L^{(a)}-\sigma_D^{(a)}}{\sigma_L^{(a)}+\sigma_D^{(a)}}=-\frac{2(\Lambda_l-\Lambda_r)}{\Lambda_l+\Lambda_r}\cdot\frac{R_n^+}{D_n}\simeq-\frac{2\hbar\omega_{n0}}{mc^2}\cdot\frac{R_n^+}{D_n},\tag{52}$$

和(27)式相同,数量级也是$\sim 10^{-6}$.

β 电子韧致辐射吸收截面的数量级为

$$\sigma^{(a)}\sim\frac{Z^2\alpha^4}{q^2}.\tag{53}$$

其中 $\alpha=\frac{e^2}{\hbar c}$, Z 为核荷, q 为 β 电子韧致辐射中的动量转移. 而直接作用截面的数量级，据(26)式为

$$\sigma\sim\frac{4}{3}\frac{\alpha^2m^2c^2}{\hbar^2q^2}|r_n|^2.\tag{54}$$

所以

$$\frac{\sigma^{(a)}}{\sigma}\sim\frac{Z^2\alpha^2}{\frac{m^2c^2}{\hbar^2}|r_n|^2}\sim 10^{-8}.\tag{55}$$

这说明韧致辐射吸收过程虽然也能产生左、右不对称,但其作用比直接作用弱得多. 这是因为前者为三阶电磁过程而后者为二阶电磁过程，同时，由于分子半径远较电子 Compdon 波长为大,使得韧致辐射光子很难形成一个足够大的密度以便被分子有效地吸收.

五、手性分子的化学反应速率

上面三节的讨论说明极化电子与手性分子的作用的主要过程是直接电磁碰撞,左、右手分子具有不同的非弹性碰撞截面，差别为 10^{-6} 的量级. 当不对称分子中某一基团中的电子从基态跃迁到激发态 n，一般说来将增加该分子的化学活性. 令反应产物的能级为 f，由反应物的能级 n 越过势垒的穿透系数为 $\chi_{nf}(p)$，p 是与反应坐标相应的平动动量. 则反应速率常数[27]

$$K\sim\int_0^\infty\chi_{nf}(p)C_n(p)\frac{pdp}{m^*\hbar}.\tag{56}$$

$C_n(p)$ 是反应物狭谷区粒子数密度，$C_n(p)=N_nf(p)$. $f(p)$ 为动量分布函数,N_n 为处于能级 n 的反应中间态粒子数. 我们可以合理地假定，所考虑能级反应中间态粒子数和该能级的粒子集居数成正比. 于是 N_n 由主方程平衡条件

$$\lambda I(\sigma+\sigma^{(a)})=\frac{N_n}{\tau}\tag{57}$$

决定. σ, $\sigma^{(a)}$ 分别由(24),(51)式给出. I 为 β 电子流量，λ 为比例系数，τ 为能级 n 的寿命. 将(57)代入(56)式,得到

$$K\propto(\sigma+\sigma^{(a)})\simeq\sigma.\tag{58}$$

因此,在极化电子(极化度 ξ) 的照射下,手性分子(通过能级 n 做为中间态的)反应速率的不对称性为

$$\frac{K_L-K_D}{K_L+K_D}=\frac{2}{3}\xi\frac{\hbar\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{k}_0}{mck_0}\cdot\frac{R_n^+}{D_n}\sim 10^{-6}.\tag{59}$$

如果能级 n 上面还有能级 m 也可做为反应中间态，则通过能级 n 为中间态的反应速率还

要受到能级 m 的影响. 写出主方程

$$\begin{aligned}\frac{dN_m}{dt} &= \lambda I(\sigma(0\to m)+\sigma^{(a)}(0\to m))-\frac{N_m}{\tau_m}\\ \frac{dN_n}{dt} &= \lambda I\,(\sigma\,(0\to n)+\sigma^{(a)}(0\to n))+\frac{N_m}{\tau'_m}-\frac{N_n}{\tau_n}.\end{aligned}\tag{60}$$

式中 τ_m, τ_n 为能级 m, n 的寿命, τ'_m 为能级 m 的部分寿命, 代表 $m\to n$ 的跃迁. 系统稳定时各能级的粒子数不变,于是有

$$\begin{aligned}N_m &= \lambda I\tau_m(\sigma(0\to m)+\sigma^{(a)}(0\to m))\\ N_n &= \lambda I\tau_n\left[(\sigma(0\to n)+\sigma^{(a)}(0\to n))+\frac{\tau_m}{\tau'_m}(\sigma(0\to m)+\sigma^{(a)}(0\to m))\right].\end{aligned}\tag{61}$$

代替(58)式的是

$$K_m\propto(\sigma(0\to m)+\sigma^{(a)}(0\to m))\simeq\sigma(0\to m)\tag{62}$$

$$K_n\propto(\sigma(0\to n)+\sigma^{(a)}(0\to n))+\frac{\tau_m}{\tau'_m}(\sigma(0\to m)+\sigma^{(a)}(0\to m))\tag{63}$$

$$\simeq\sigma(0\to n)+\frac{\tau_m}{\tau'_m}\sigma(0\to m)\simeq\sigma(0\to n)+\sigma(0\to m)$$

$$(\text{若}\ \tau_m=\tau'_m).$$

代替(59)式的是

$$\frac{K_{nL}-K_{nD}}{K_{nL}+K_{nD}}=\frac{2}{3}\frac{\xi\hbar}{mck_0}\left(\frac{\boldsymbol{q}_n\cdot\boldsymbol{k}_0}{q_n^2}R_n^++\frac{\boldsymbol{q}_m\cdot\boldsymbol{k}_0}{q_m^2}R_m^+\right)\Big/\left(\frac{D_n}{q_n^2}+\frac{D_m}{q_m^2}\right).\tag{64}$$

式中 $\boldsymbol{q}_m=\boldsymbol{k}_0-\boldsymbol{k}_m$, $\boldsymbol{k}_m$ 是电子在 m 能级非弹性散射后的波矢量. (64)式容易推广到有若干个 m 能级的情况. 由于 $\sum\limits_n R_n^+=0$, 据圆二色性实验[28],相邻能级的旋光强度具有相反符号的情况是经常发生的. 因此,(64)式给出的速率不对称性可能比(59)式为小. 看来,为了从实验上得到较大的左右不对称性,选择适当的反应途径是必要的.

弱作用影响手性分子化学反应的另一途径是通过中性流弱作用在原子中引起的左右不对称的能移 ΔE,即 Yamagata 过程[29]. Letokhov[30] 估计了不对称反应率差别为

$$\frac{K_L}{K_D}-1=\frac{1}{kT}\Delta E.$$

若取 $\Delta E\sim10^{-19}$eV[10], 则此值为 10^{-17},比(59)式低 11 个量级. 可见极化电子照射对于产生手性分子反应速率的差异更为有效.

六、左右不对称碰撞的生物学意义

我们分析了弱作用对手性分子化学反应速率的影响, 发现主要因素是 β 衰变电子和手性分子左右不对称碰撞. 这个过程导致某些特定的化学反应速率常数的不对称为 10^{-6} 或更小一些的量级(参见(59)和(64)式), 并且对于每一确定的化学反应都有确定的符号. 速率常数的不对称性将在反应扩散方程中加入不对称外力项. 在反应扩散方程的解(即L型和D型分子的浓度)中,这种不对称效应被明显放大. 据分析[31,5], 如不对称外力为 η 的量级, 则解的不对称性可达 $\eta^{\frac{1}{3}}$ 的量级. 因此, 在 β 电子照射下, 通过适当的化学反应可使D和L型分子的相

对浓度差别达到 10^{-2}—10^{-3}. 另一方面，如果这种化学反应与多聚链的形成有关[29]，那么当链长为 10^{-2}—10^{-3} 个分子时，则 L 型和 D 型手性分子链的浓度差别将达到 $O(1)$ 的量级. 这样就有可能解释为什么很多生物大分子都具有确定的手性. 并且，对于大多数生物大分子多聚链长度 $\gtrsim 10^3$ 这个有趣的事实也提供了一种可能的解释.

手性分子上的不对称碰撞必须由 β 衰变提供具有确定极化方向的入射电子. 众所周知，在地球上，特别是在海水中存在着放射元素，主要是铀、钍衰变系列和 ^{40}K 核. 其中 ^{40}K 是最主要的 β 射线源，半衰期为 1.26×10^9 年，平均电子动能为 0.44 MeV. 在 40 亿年前，地壳每公斤每秒的衰变事例数为 3000，海水每公斤每秒衰变事例数为 1200，其他铀、钍系列提供的 β 衰变数不到上述数值的十分之一[32]. 以海水为例，上述数据及平均自由程(1 MeV 电子的平均自由程为 0.3 g/cm^2) 给出 β 电子的流量为 0.4/cm$^2\cdot$s. 另一方面，由 (54) 式可估计出 β 电子和分子碰撞截面 $\sim10^{-11}$ cm^2，故跃迁几率为 0.4×10^{-11}/s. β 电子平均照射约 10000 年即可使手性分子跃迁到激发态，开始显示出化学进化的不对称性. 地面上 β 射线源的分布远不如海水中均匀. 一般说来这个能源分散在地壳中，很少与地球的原始大气接触，因而不易用于地球表面或大气中的化学反应. 但据原田的观点[7]，原始地球上曾发生过第一次化学反应. 所谓第一次，是区别于地球形成后原始大气在各种能量的作用下发生的第二次化学反应. 第一次化学反应可能广泛地受到放射线的照射. 特别是在富钾地区，这种照射更强. 因而，某些地区显示不对称碰撞效应的时标可能比 10000 年低很多. 当然，这还不是进行化学反应的特征时间，后者还要受到势垒穿透系数的影响. 如果本文的观点是正确的，我们就可对地球上生命起源化学进化阶段的时标和地域做出一些推断.

最后提一下关于 β 电子和手性分子相互作用的检验问题. 为了明显地显示出手性分子在 β 射线照射下的不对称跃迁，必须选择适当的实验条件使这一跃迁后继以一定的化学反应. 这样就可使与某个或某些特定的吸收带相联系的旋光强度起作用，并通过非线性化学动力学的放大作用，把直接碰撞产生的左右不对称效应放大.

作者对徐京华、丁达夫二同志的讨论和寄来他们工作的预印本表示感谢.

参　考　文　献

[1] "Origin of Life", *Proceedings of The 2nd ISSOL Meeting and The 5th IGOL Meeting* (Ed. Haruhiko Noda) Japan, 1978.
[2] "Origin of Life", *Proceedings of The 3rd ISSOL Meeting and The 6th ICOL Meeting* (Ed. Wolman Y.), Jerusalen, 1980.
[3] 徐京华、丁达夫，中国科学，1981，6：755；*Scientia Sinica*, **22**(1979), 1206.
[4] Iwamoto K., Seno M., *J. Chem. Phys.*, **70**(1979), 5858.
[5] 丁达夫、徐京华，中国科学B辑，1984，7：619.
[6] 刘为民，中国科学B辑，1982，7：625.
[7] 原田馨，化学进化，1971.
[8] Miller S. L. et al., *The Origin of Life on The Earth*, 1974.
[9] Marshak R., *Theory of Weak Interaction*, 1969, Ch. 1.
[10] Hegstron, R. A. et al., *J. Chem. Phys.*, **73**(1980), 2329.
[11] Vester, F., Ulbricht T. L. V. and Krauch, H., *Naturwisenschaften*, **46**(1959), 68.
[12] Ulbricht, T. L. V. et al., *Tetrahedron*, **18**(1962), 629.
[13] Garay, A. S. *Nature*, **219**(1968), 338.
[14] Bonner, W. A. et al., *ibid.*, **258**(1975), 419.

[15] Darge, W. et al., *ibid.*, **261**(1976), 522.
[16] Hodge, L. A. et al., *ibid.*, **280**(1979), 250.
[17] Akaboshi, M. et al., in [2] p373.
[18] Thiemann, W. et al., *Origin of Life,* **5**(1974), 263.
[19] Craggs, J. D. et al., Encyclopedia of Phys., 37/1.
[20] Bethte, H. A. et al., *Quantum Mechanics of one and two-Electron Atom,* 1957.
[21] Hamilton, J., *The Theory of Elementary Particles,* 1960.
[22] Weinberg, S., *Phys. Rev. Letters,* **19**(1967), 1264.
[23] Langackar, P., *Phys. Rep.*, **72C**(1981), 187.
[24] Ахиезер, А. И., Берестецкий, В. Б., *Кванмовая Электродинамика, Еос. Изд, Москва,* 1959, 30.
[25] McVoy, K. W., *Phys. Rev.*, **106**(1957), 828.
[26] Condon, E. U. et al., *J. Chem. Phys.,* **5**(1937), 753.
[27] Eyring, H. et al., *Quantum Chemistry,* N. Y. Wiley (2nd Edition, 1957), Ch. 16.
[28] Snatzke, G., *Angew. Chem. Int. Ed. Engl.,* **18**(1978), 363.
[29] Yamagata, Y., *J. Theor. Biol.,* **11**(1966), 495.
[30] Letokhov, V. S., *Phys. Lett.*, **53A**(1975), 275.
[31] Kondepndi, D. K., Prigogine, I., *Physica,* **107A**(1981), 1.
[32] Czege, J. et al., in [1] p333.
[33] Зельдобив, Я. Б., Саакян, Д. Б., *ЖЭТФ*, **78**(1980), 6:233.